

Jadrová spektroskopía

Rádioaktívne rozpady



Parciálne polčasy



- V prípade ak sa jadro môže rozpadávať viacerými procesmi, je celková rozpadová konštanta súčtom parciálnych rozpadových konštánt pre jednotlivé proces. Teda platí $\lambda = \sum_i \lambda_i$.
- Keďže stredná doba života je definovaná ako $\tau = \frac{1}{\lambda}$ a polčas rozpadu je čas, za ktorý klesne početnosť jadier na polovicu platí pre polčas rozpadu $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$.
- Preto ak poznáme parciálne polčasy rozpadu jednotlivých procesov je polčas rozpadu izotopu $\frac{1}{T_{1/2}} = \sum_i \frac{1}{T_{1/2,i}}$
- Vetviaci pomer pre jednotlivé typy rozpadov je pritom $b_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}$ a parciálny polčas je $T_{1/2,i} = \frac{\ln 2}{\lambda_i} = \frac{\ln 2}{\lambda b_i} = \frac{T_{1/2}}{b_i}$.



ALFA ROZPAD

Q hodnota alfa rozpadu



$$Q_{\alpha} = (m(Z,A) - m(Z-2,A-4) - m_{\alpha})c^2 \text{ resp.}$$

$$Q_{\alpha} = (B(Z-2,A-4) + B_{\alpha} - B(Z,A))$$

$$\text{kde } B_{\alpha} = 28.3 \text{ MeV}$$

$$Q_{\alpha a} = E_r + E_{\alpha} \approx E_{\alpha} \times m(Z,A)/m(Z-2,A-4)$$

$$Q_{\alpha n} = E_r + E_{\alpha} + \Delta E_{\alpha}$$

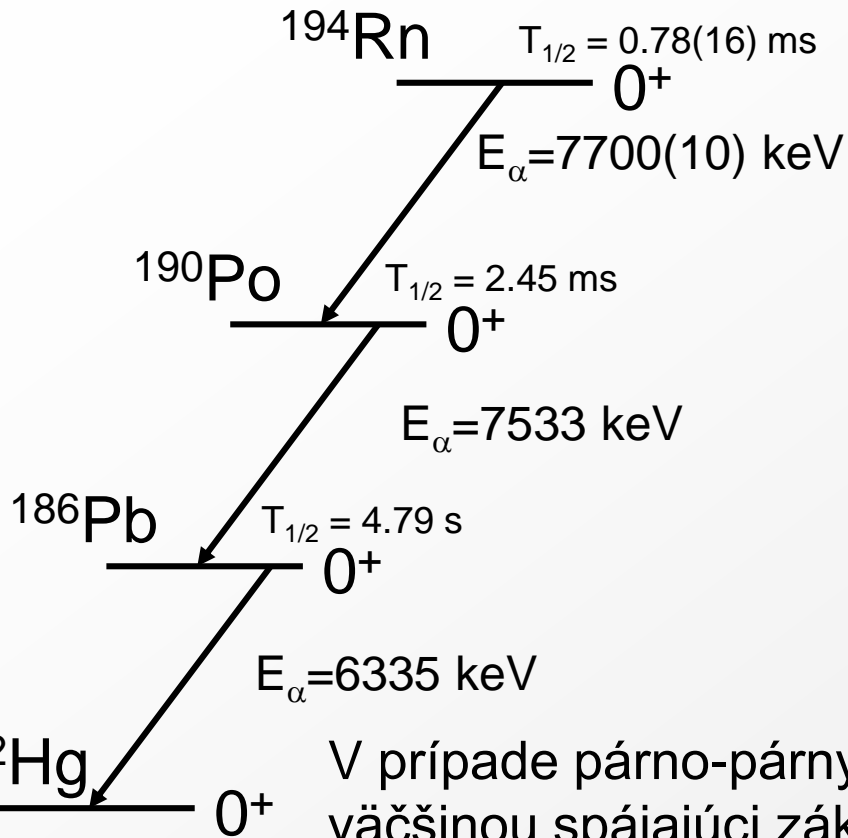
$$\Delta E_{\alpha} = (65.3Z^{7/5} - 80 Z^{2/5}) \text{ eV}$$

(screening correction)

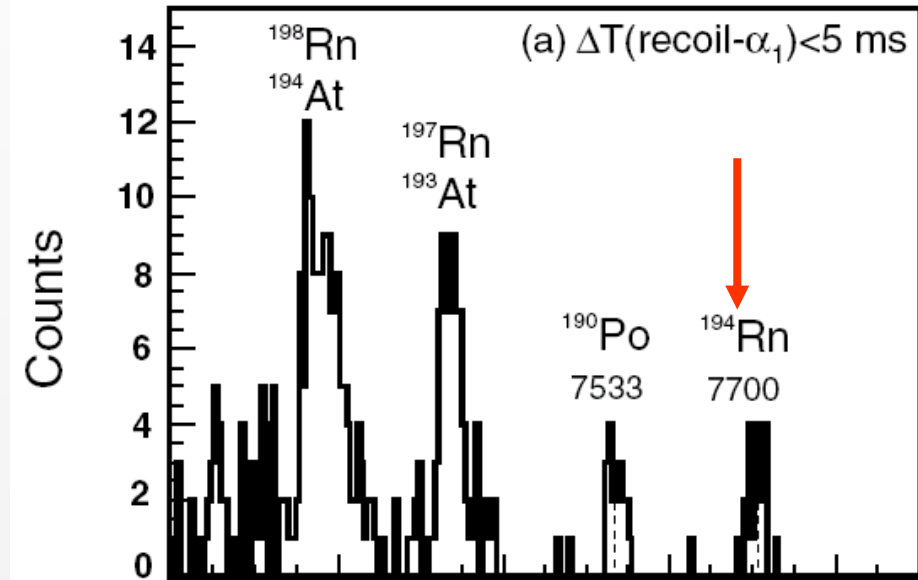
Energeticky povolené prakticky len pre oblasť $A > 150$

(s výnimkou malej oblasti v okolí $Z = 50$ a $N = 50$ ovplyvnenej silnými vrstvomými korekciami)

Využitie Q_α pre hmotnosť



Príklad: Syntéza nového izotopu ^{194}Rn



A.N.Andreyev et al. *Phys. Rev C*74 (2006) 064303

V prípade párnopárných izotopov dominuje $0^+ \rightarrow 0^+$ prechod väčšinou spájajúci základné hladiny oboch jadier (výnimkou je situácia koexistencie stavov s rôznou deformáciou).

Už pri niekoľkých registrovaných rozpadoch vieme určiť Q_α hodnotu a hmotnosť.

Úloha: Vypočítajte hmotnostný úbytok ^{194}Rn ak viete, že hmotnostný úbytok ^{190}Po je - 5.315 MeV

Odhadnutie hmotnosti



Extrémne neutrónovo deficitný izotop ^{194}Rn sa rozpadáva alfa rozpadom na ^{190}Po , pričom podľa predchádzajúceho predpokladáme priamo prechod medzi základnými stavmi oboch jadier. Hmotnostný úbytok ^{190}Po je -5.315 MeV . ^{194}Rn sa rozpadá na ^{190}Po α rozpadom s energiou $E_\alpha = 7.70 \text{ MeV}$.

$$Q_{\alpha a} = E_r + E_\alpha \approx E_\alpha \times m(Z,A)/m(Z-2,A-4) \\ = 7.700 \times 194/190 = 7.862 \text{ MeV}$$

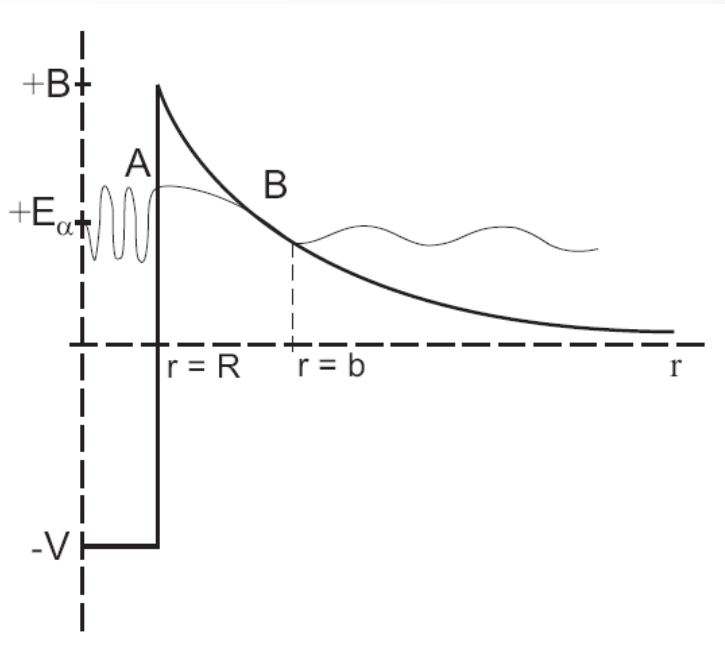
$$Q_\alpha = \Delta M(^{194}\text{Rn}) - \Delta M(^{190}\text{Po}) - \Delta M(\alpha) \text{ takže} \\ \Delta M(^{194}\text{Rn}) = \Delta M(^{190}\text{Po}) + \Delta M(\alpha) + Q_\alpha = \\ -5.315 + 2.425 + 7.862 = 4.972 \text{ MeV}$$



Q_α a $T_{1/2}$

Idea penetrácie cez bariéru s pravdepodobnosťou $\lambda_\alpha = \omega P$ (v prípade ^{238}U je $\omega \approx 10^{38}$).

$$P \approx e^{-G} = \exp \left\{ -2 \frac{\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar} \int_R^b \sqrt{[V(r) - E_\alpha]} dr \right\}$$



Type equation here. Kvantovo-mechanická teória α rozpadu vytvorená v r. 1928 (G. Gamow a R.W. Gurney a G. Condon)

$$V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$



$$\log T = a(Z) + \frac{b(Z)}{\sqrt{Q_\alpha}}$$

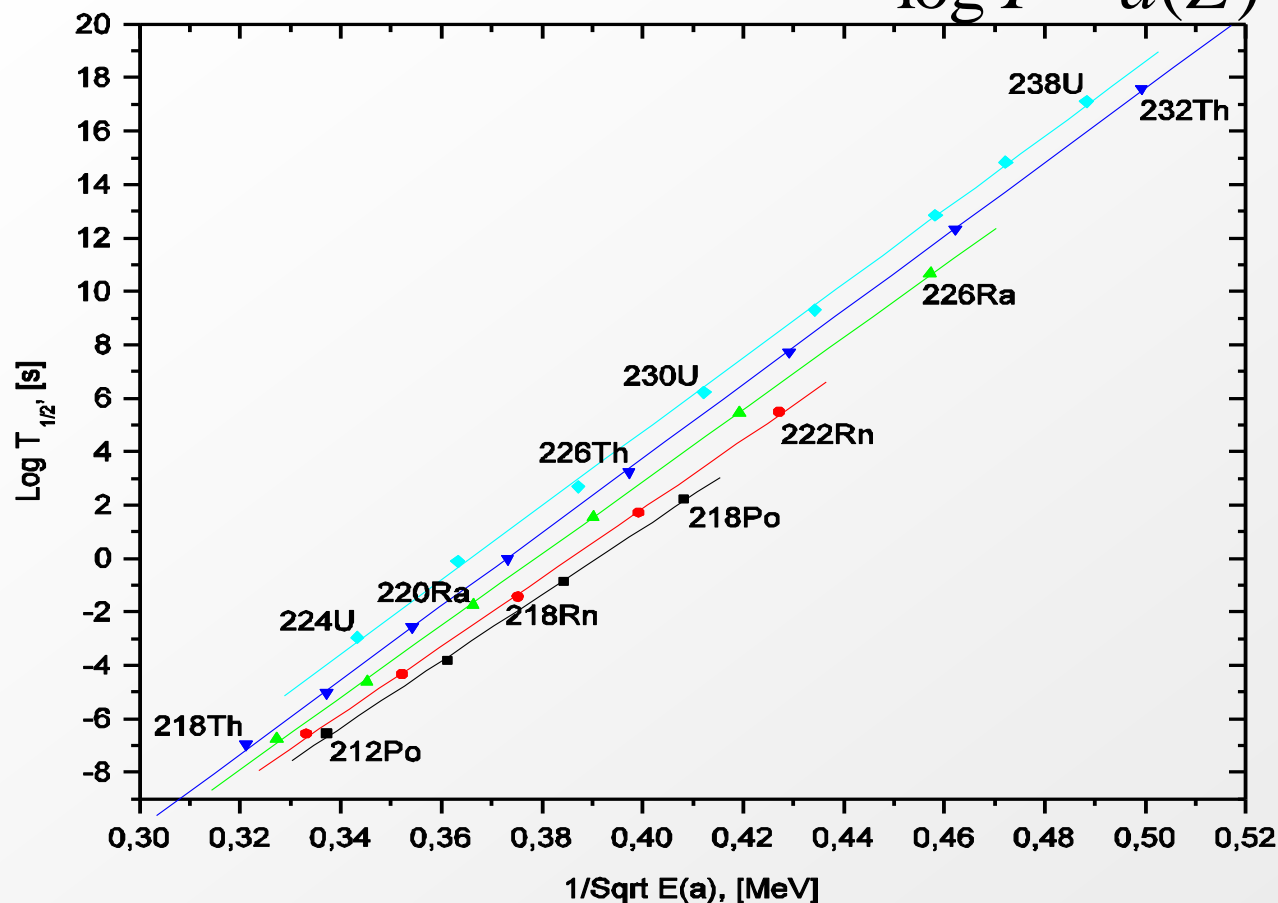
- Geiger – Nutallov zákon

$$Q_\alpha \text{ a } T_{1/2}$$



Geiger – Nutallov zákon

$$\log T = a(Z) + \frac{b(Z)}{\sqrt{Q_\alpha}}$$



Väčšia hodnota Q_α vedie ku kratšiemu $T_{1/2}$

Využitie pri identifikácii prvkov



- Význačný trend medzi Q hodnotou a polčasom rozpadu alfa premeny je nezriedka využívaný ako argument pri identifikácii nových prvkov, resp. izotopov.
- Tento vzťah platí najmä pre prípad párnopárných jadier, kde prebieha rozpad medzi dvomi základnými stavmi.
- V prípade nepárnopárných jadier sa situácia komplikuje v dôsledku možného potlačenia prechodu medzi stavmi s rôznou konfiguráciou (viď neskôr).

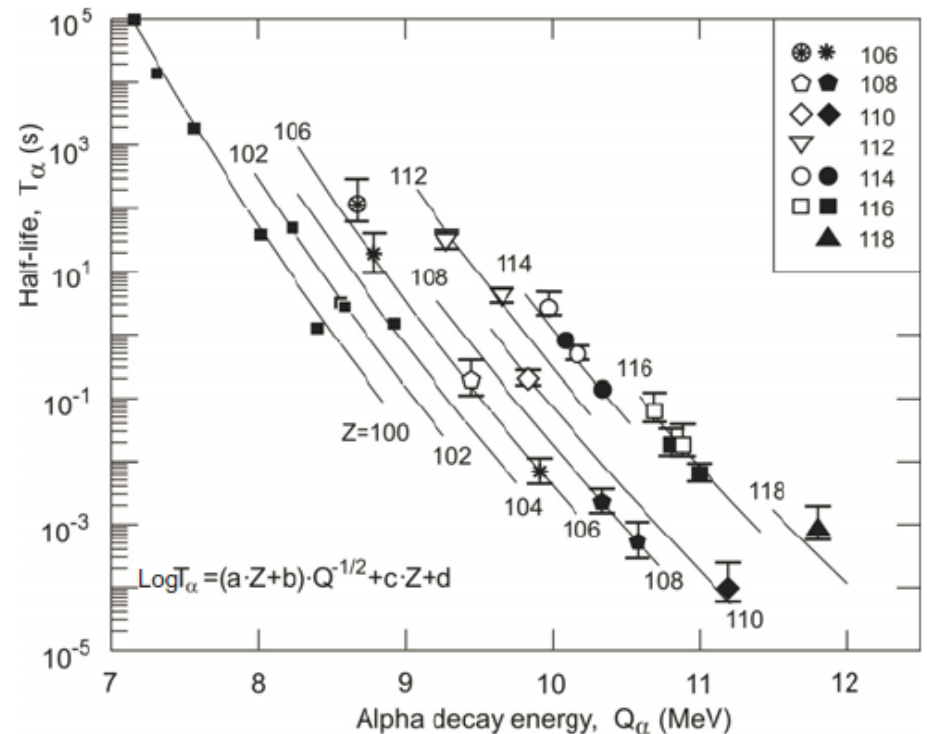


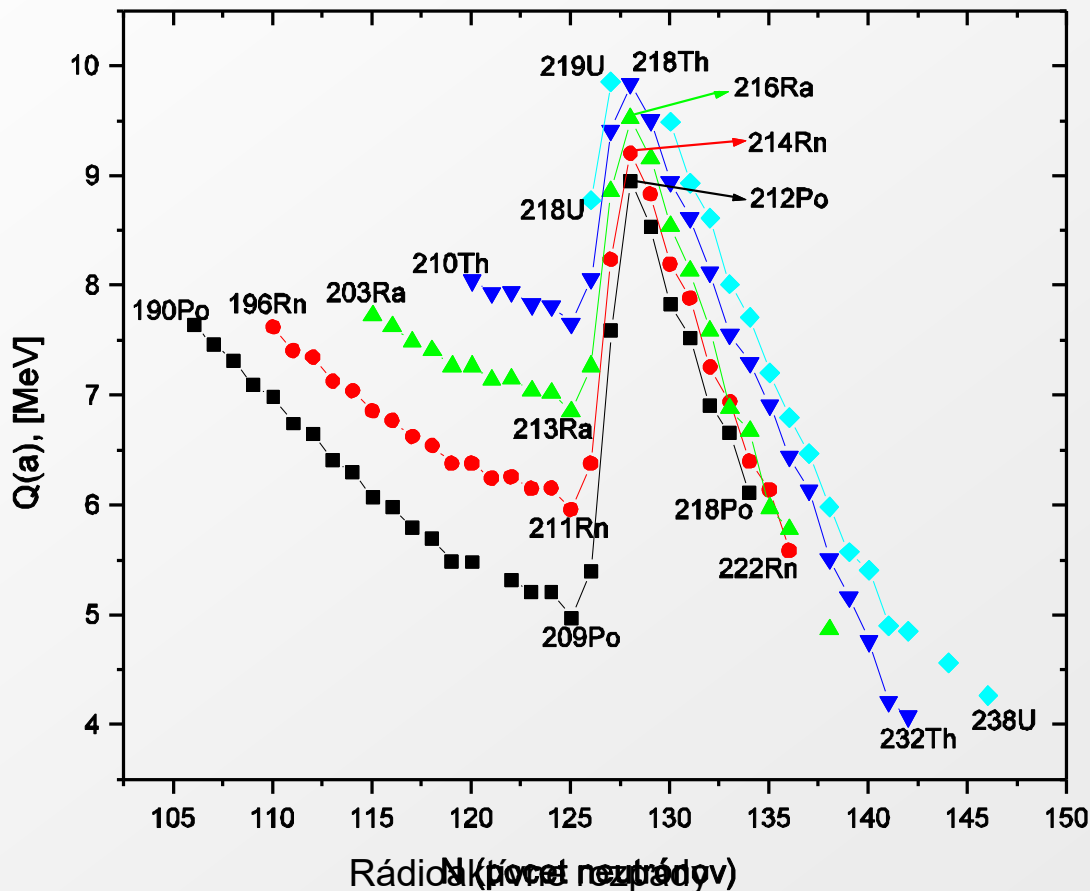
Figure 4. Half-lives T_α as a function of the α -decay energy Q_α for nuclei with even atomic numbers $Z \geq 100$ (indicated in the figure). The solid lines represent calculations using the Viola-Seaborg formula (given in the figure). The black symbols denote even-even isotopes, the open symbols – even-odd.

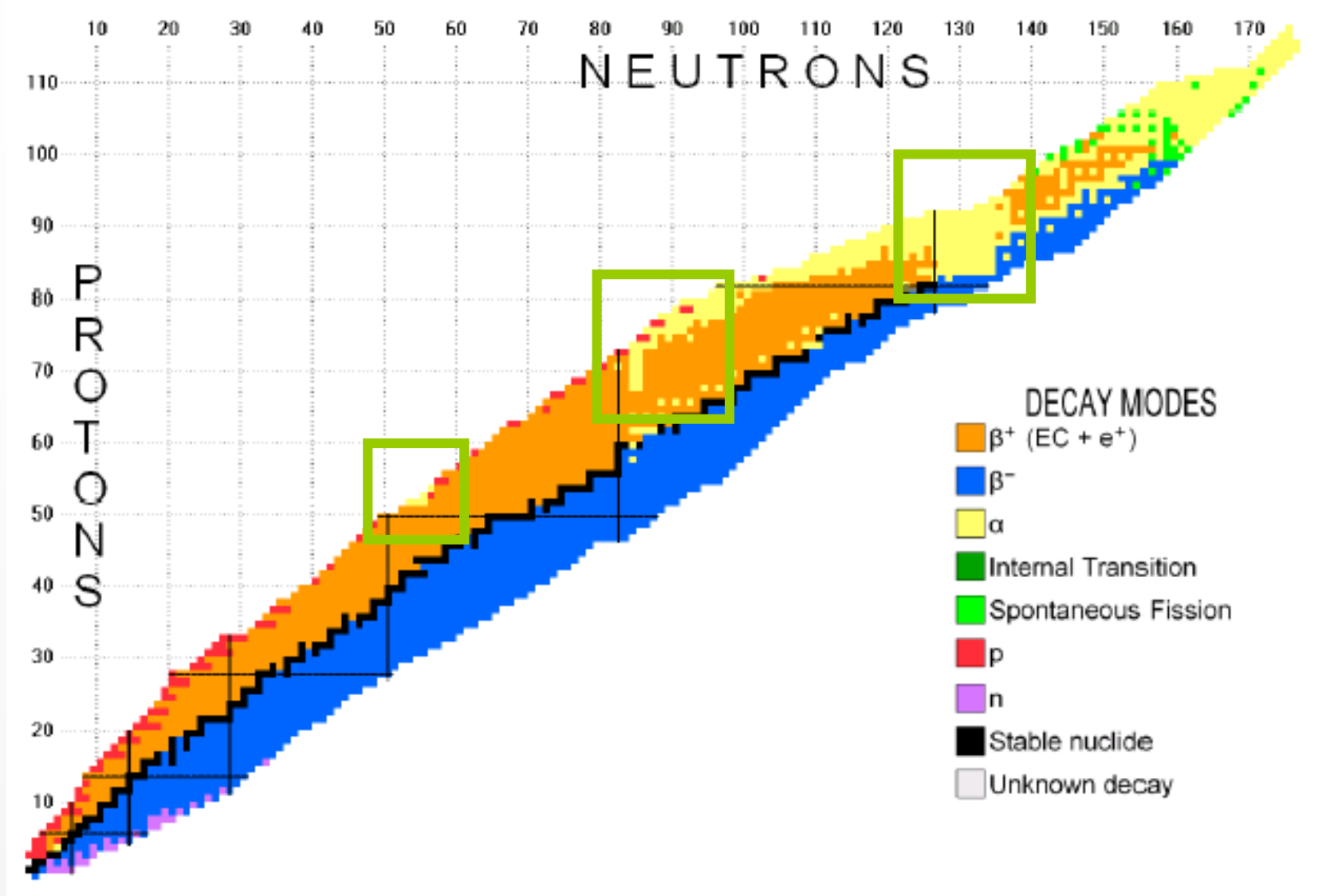
Yu. Ts. Oganessian, *Nucl. Phys. A787*, 343c (2007)

Pravdepodobnosť α premeny



V blízkosti uzavretých vrstiev prudko narastá Q_α hodnota (vid' obr). Následne sa zvyšuje sa pravdepodobnosť a polčas α premeny (na uzavretej vrstve je minimum a jadrá rozpadávajúce sa na uzatvorenú vrstvu (napr. so 126 neutrónmi) majú extrémne krátke polčasy rozpadov (vid' nasledujúce slidy).



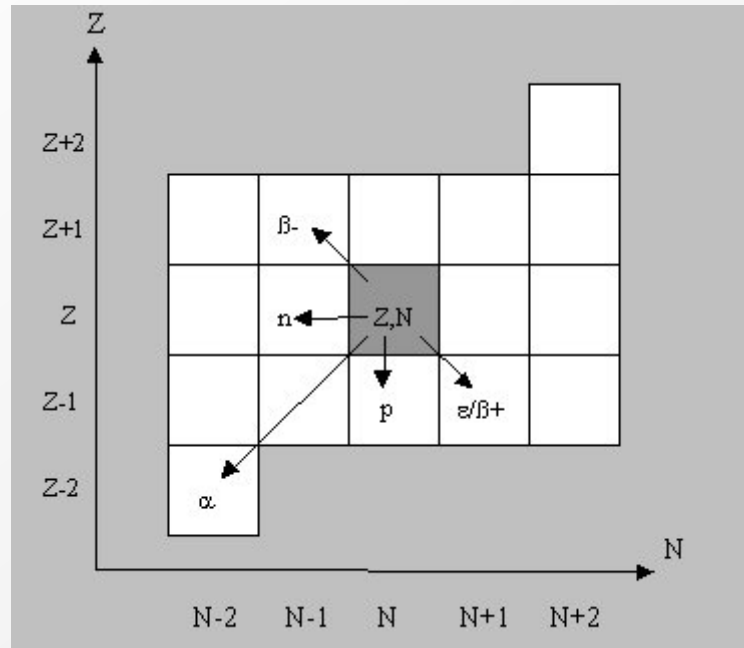


Uzavreté vrstvy Z = 82 a N = 126



212 33 s	Ac 213 0.80 s	Ac 214 8.2 s	Ac 215 0.17 s	Ac 216 0.44 ms	Ac 217 0.74 μs 69 ns	Ac 218 1.1 μs	Ac 219 11.8 μs	Ac 220 26 ms	Ac 221 52 ms	Ac 222 63 s 5.0 s	Ac 223 2.10 m	Ac 224 2.9 h	Ac 225 10.0 d	Ac 226 29 d
211 3 s	Ra 212 13.0 s	Ra 213 2.1 ms 2.74 m	Ra 214 2.46 s	Ra 215 1.87 ms 0.18 μs	Ra 216 0.18 μs	Ra 217 1.6 μs	Ra 218 25.6 μs	Ra 219 10 ms	Ra 220 23 ms	Ra 221 28 s	Ra 222 23 ms	Ra 223 11.43 d	Ra 224 3.66 d	Ra 225 14.8 d
210 8 m	Fr 211 3.10 m	Fr 212 20.0 m	Fr 213 3.6 s	Fr 214 5.0 ms	Fr 215 0.09 μs	Fr 216 0.70 μs	Fr 217 16 μs	Fr 218 22 ms 1.0 ms	Fr 219 21 ms	Fr 220 27.4 s	Fr 221 4.9 m	Fr 222 14.2 m	Fr 223 21.8 m	Fr 224 3.3 s
209 5 m	Rn 210 2.4 h	Rn 211 14.6 h	Rn 212 24 m	Rn 213 19.5 ms	Rn 214 0.7 ms 0.7 ms 0.27 μs	Rn 215 2.3 μs	Rn 216 45 μs	Rn 217 0.54 ms	Rn 218 35 ms	Rn 219 3.96 s	Rn 220 55.6 s	Rn 221 25 m	Rn 222 3.825 d	Rn 223 23.2 d
208 13 h	At 209 5.4 h	At 210 8.3 h	At 211 7.22 h	At 212 119 ms 314 ms	At 213 0.11 μs	At 214 0.76 μs 0.27 μs 0.56 μs	At 215 0.1 ms	At 216 0.3 ms	At 217 32.3 ms	At 218 ~2 s	At 219 0.9 m	At 220 3.71 m	At 221 2.3 m	At 222 54 d
207 5.44 h	Po 208 2.898 a	Po 209 102 a	Po 210 138.38 d	Po 211 25.2 s 0.516 s	Po 212 45.1 s 17.1 ns 0.3 μs	Po 213 4.2 μs	Po 214 164 μs	Po 215 1.78 ms	Po 216 0.15 s	Po 217 1.53 s	Po 218 3.05 m	Po 219 >300 ns	Po 220 >300 ns	
206 14 d	Bi 207 31.55 a	Bi 208 3.68 · 10 ⁵ a	Bi 209 100 a	Bi 210 3.0 · 10 ⁶ a 5.013 d	Bi 211 2.17 m	Bi 212 9 m 25 m 60.60 m	Bi 213 45.59 m	Bi 214 19.9 m	Bi 215 36.9 s 7.7 m	Bi 216 3.6 m 2.17 m	Bi 217 98.5 s	Bi 218 33 s	136	
205 10 ⁷ a	Pb 206 24.1	Pb 207 22.1	Pb 208 52.4	Pb 209 3.253 h	Pb 210 22.3 a	Pb 211 36.1 m	Pb 212 10.64 h	Pb 213 10.2 m	Pb 214 26.8 m	134				
204 78 a	Tl 205 70.48	Tl 206 3.7 m 4.20 m	Tl 207 1.33 s 4.77 m	Tl 208 3.053 m	Tl 209 2.16 m	Tl 210 1.30 m	Tl 211 >300 ns	Tl 212 >300 ns	132					
203 59 d	Hg 204 6.87	Hg 205 5.2 m	Hg 206 8.15 m	Hg 207 2.9 m	Hg 208 ~42 m	Hg 209 35 s	Hg 210 >300 ns							

Orientácia v tabuľke izotopov



Uzavretá vrstva



Podobný efekt relatívne rýchlejších alfa rozpadov vidíme aj v okolí uzavretej vrstvy s 82 neutrónmi. V tomto prípade spôsobí, že v oblasti s dominujúcim módom beta premeny sa vyskytnú izotopy rozpadávajúce sa alfa rozpadom.

Uzavretá vrstva Z = 50 a N = 50

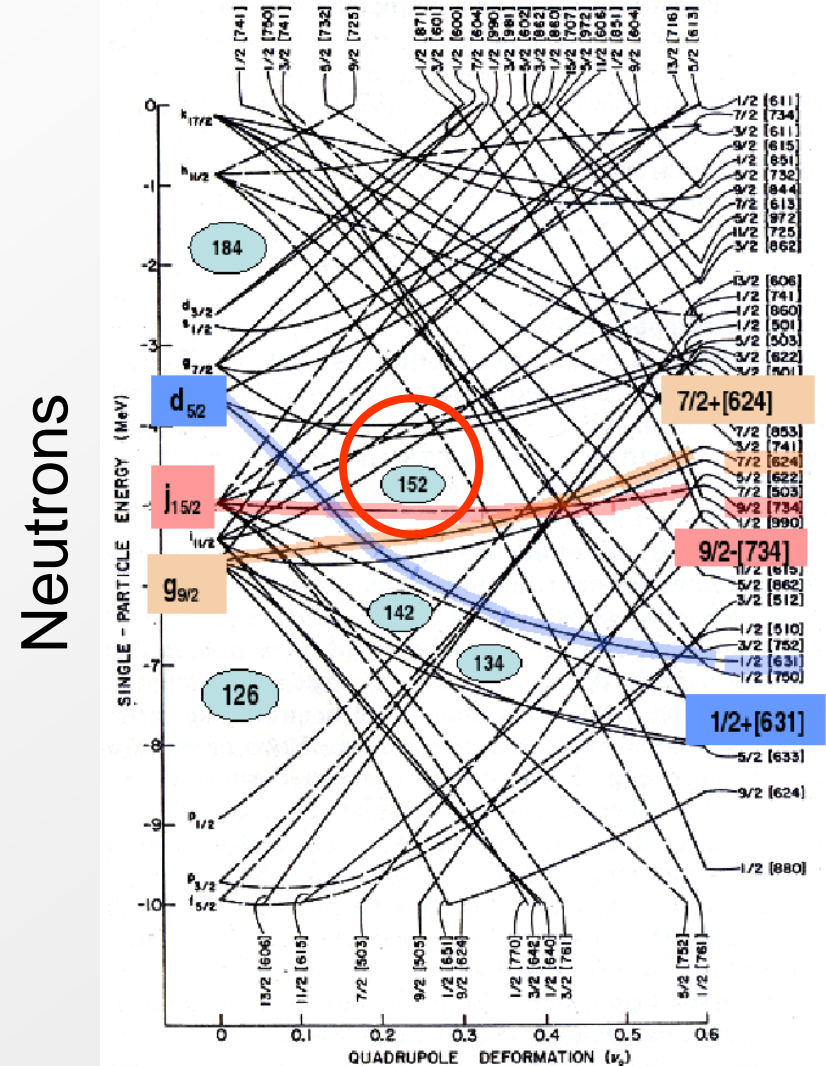
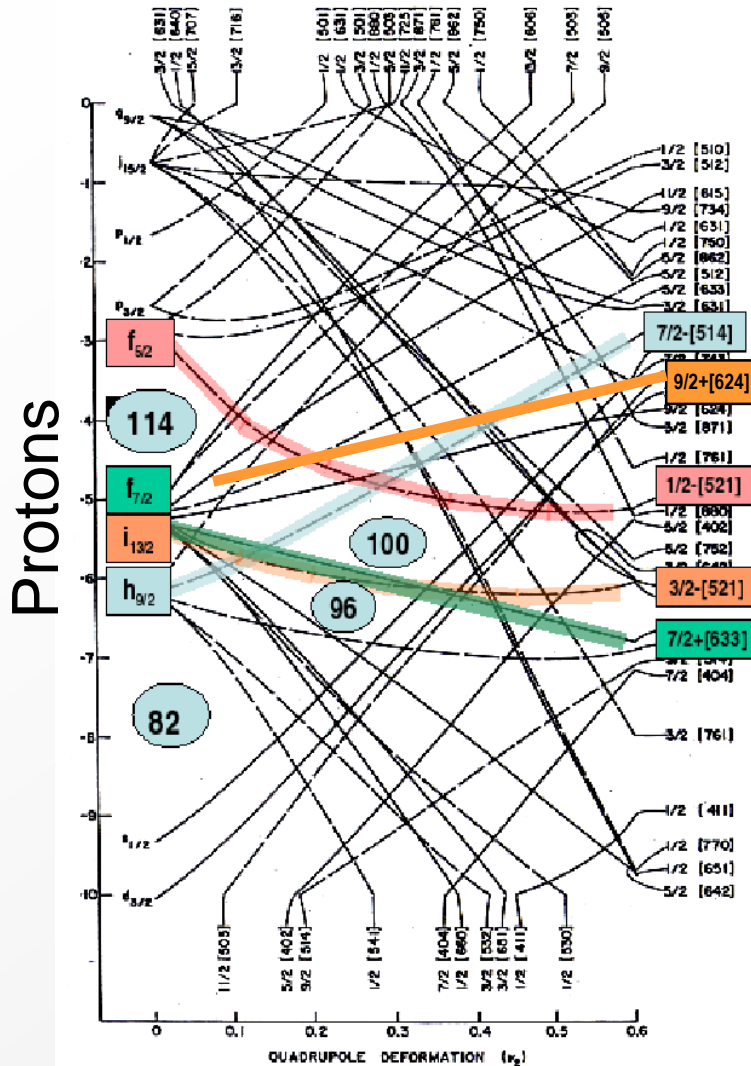


Istým unikátom je oblasť α rozpadov v okolí ^{100}Sn . Kvôli stabilizačnému efektu ^{100}Sn , narastajú Q hodnoty α rozpadov izotopov, ktoré vedú do okolia tohto izotopu a α premena dokáže úspešne konkurovať či už β^+ /EC premene, alebo emisii protónu. Vzhľadom na rýchlosť tejto alfa premeny zvykneme hovoriť o tzv. super-dovolenom α rozpade

68	Cs	Cs 112	Cs 113	Cs 114	Cs 115	Cs 116	Cs 117	Cs 118									
55	Cs 132.90545	Cs 112 500 μs	Cs 113 17 μs	Cs 114 0.57 s	Cs 115 1.4 s	Cs 116 3.5 s / 0.7 s	Cs 117 6.5 s / 8.4 s	Cs 118 17 s									
54	Xe	Xe 110	Xe 111	Xe 112	Xe 113	Xe 114	Xe 115	Xe 116	Xe 117								
	Xe 131.293	Xe 110 105 ms	Xe 111 0.95 s	Xe 112 2.7 s	Xe 113 2.8 s	Xe 114 10 s	Xe 115 18 s	Xe 116 57 s	Xe 117 61 s								
53	I	I 108	I 109	I 110	I 111	I 112	I 113	I 114	I 115	I 116							
	I 126.90447	I 108 36 ms	I 109 100 μs	I 110 0.65 s	I 111 2.5 s	I 112 3.42 s	I 113 5.9 s	I 114 6.2 s / 2.1 s	I 115 1.3 m	I 116 2.9 s							
52	Te	Te 105	Te 106	Te 107	Te 108	Te 109	Te 110	Te 111	Te 112	Te 113	Te 114	Te 115	Te 116	Te 117			
	Te 127.60	Te 105 0.70 μs	Te 106 70 μs	Te 107 3.1 ms	Te 108 2.1 s	Te 109 4.6 s	Te 110 18.6 s	Te 111 26.2 s	Te 112 2.0 m	Te 113 1.6 m	Te 114 15.2 m	Te 115 6.7 m	Te 116 5.1 m	Te 117 5.1 m			
51	Sb	Sb 103	Sb 104	Sb 105	Sb 106	Sb 107	Sb 108	Sb 109	Sb 110	Sb 111	Sb 112	Sb 113	Sb 114	Sb 115	Sb 116	Sb 117	
	Sb 121.760	Sb 103 >1.5 μs	Sb 104 0.44 s	Sb 105 1.12 s	Sb 106 1.1 s	Sb 107 4.6 s	Sb 108 7.6 s	Sb 109 16.7 s	Sb 110 24.0 s	Sb 111 75 s	Sb 112 53.5 s	Sb 113 6.67 m	Sb 114 6.67 m	Sb 115 3.5 m	Sb 116 3.5 m	Sb 117 3.5 m	
	Sn	Sn 100	Sn 101	Sn 102	Sn 103	Sn 104	Sn 105	Sn 106	Sn 107	Sn 108	Sn 109	Sn 110	Sn 111	Sn 112	Sn 113	Sn 114	Sn 115
	Sn 100 0.94 s	Sn 101 3 s	Sn 102 3.8 s	Sn 103 7.0 s	Sn 104 20.8 s	Sn 105 34 s	Sn 106 2.1 m	Sn 107 2.9 m	Sn 108 10.3 m	Sn 109 18.0 m	Sn 110 4.11 h	Sn 111 35.3 m	Sn 112 0.97 s	Sn 113 21.4 m	Sn 114 111 m	Sn 115 111 m	Sn 116 111 m



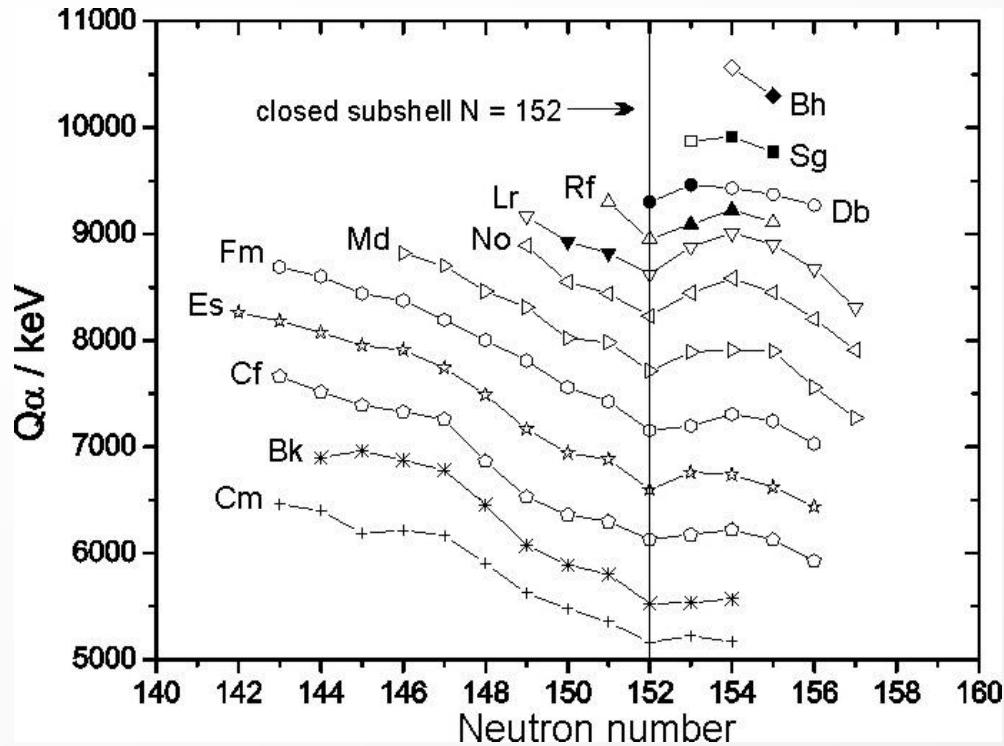
Nilsson diagram najťažšie prvky



Deformované uzavreté vrstvy

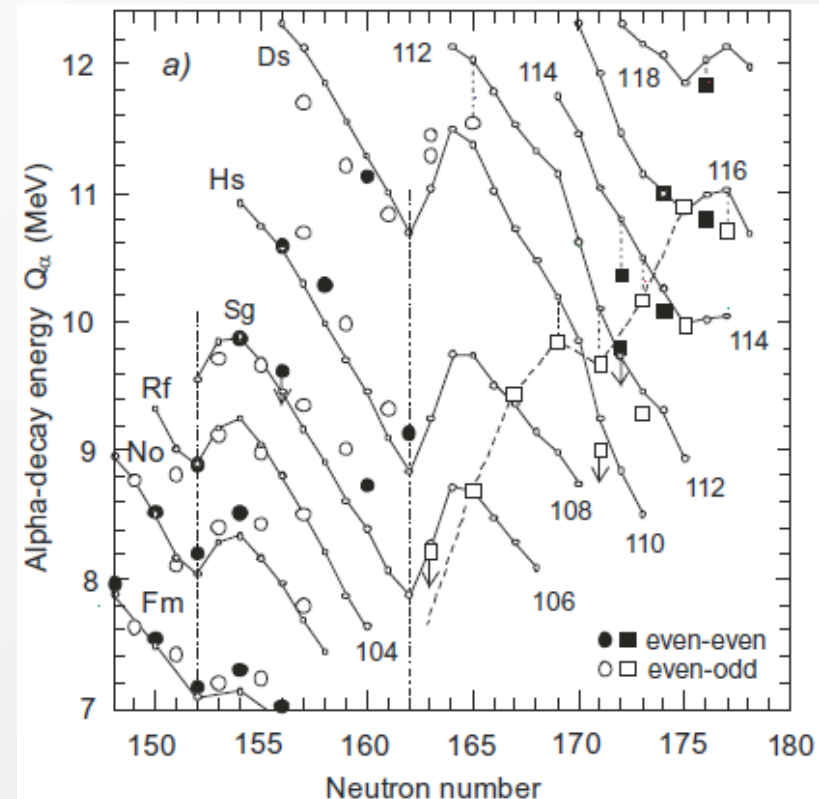


Q_α hodnoty izotopov z okolia $Z \approx 100$



B. Streicher, Dissertation Thesis, (2006)

Q_α hodnoty izotopov pre $Z > 106$



Yu. Ts. Oganessian, Nucl. Phys. A787, 343c (2007)

Q hodnota alfa rozpadu môže indikovať prítomnosť tzv. deformovaných uzavretých vrstiev. Tento vplyv je evidentný napr. pre $N=152$ neutrónov. Dáta z oblasti superťažkých prvkov však naznačujú aj výrazný vplyv pre $N=162$ neutrónov.

Parita v α rozpade



- Samotná α častica má dva protóny a dva neutróny, všetky na 1s, takže samotná α častica má celkový spin 0.
- Ak α rozpad prebieha medzi dvomi stavmi uhlovými momentami I_i a I_f emitovaná alfa častica odnáša uhlový moment hybnosti súvisiaci iba so zmenou uhlového momentu jara od $|I_i - I_f|$ po $|I_i + I_f|$.
- Vlnová funkcia α rozpadu Y_{lm} závisí od $(-1)^l$. V dôsledku zákona zachovania parity sú povolené iba alfa rozpady pre prechody s l párnym pre $\pi_i = \pi_f$ a l nepárnym pre $\pi_i \neq \pi_f$

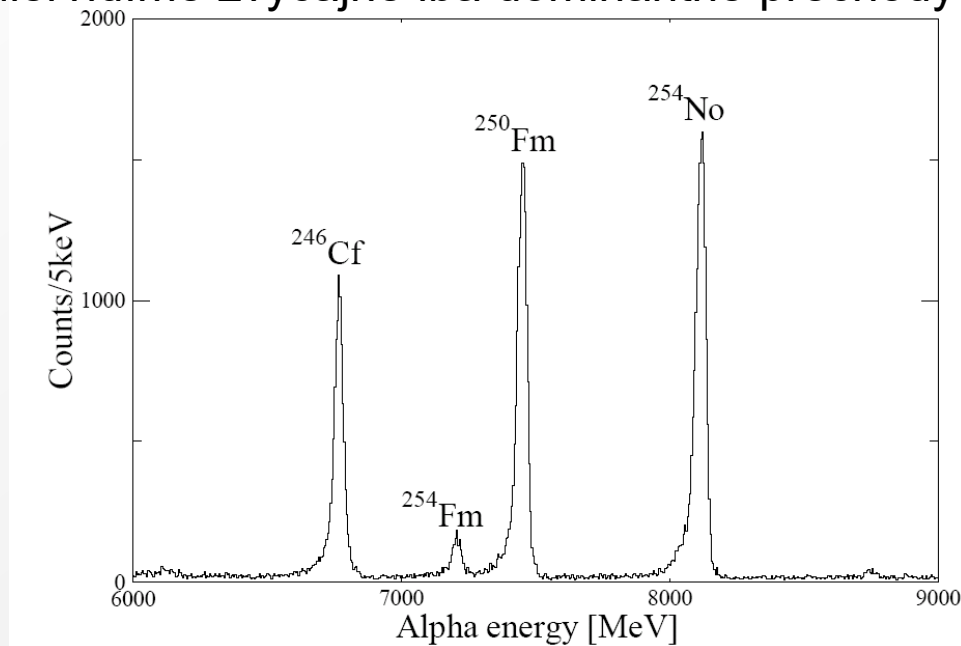
Alfa rozpad bez odstredivého potenciálu



Vieme, že v prípade zmeny uhlového momentu hybnosti dochádza k dodatočnému zvýšeniu bariéry, ktorú musí alfa častica prekonať.

$$V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \rightarrow V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$$

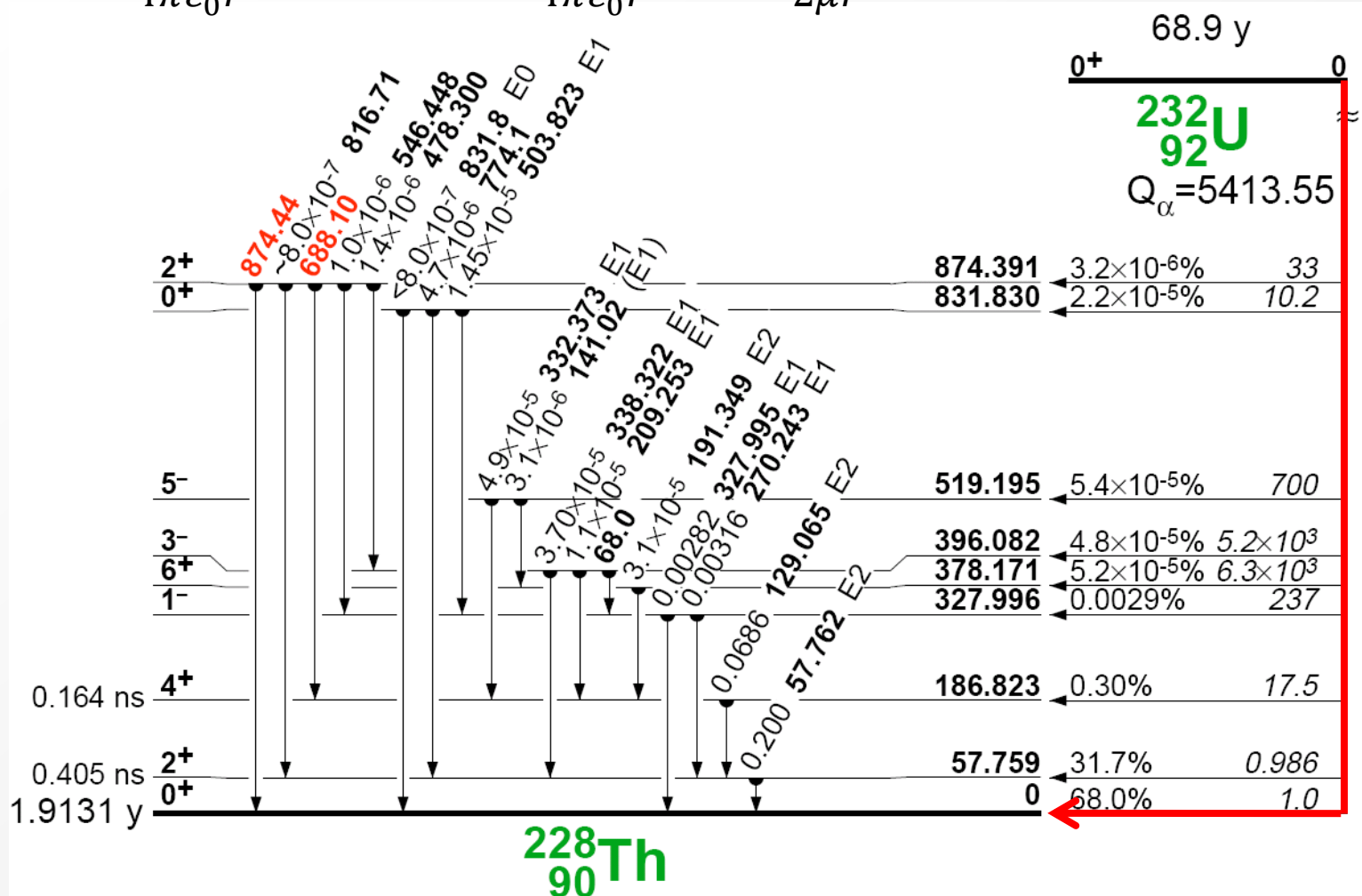
Preto je alfa rozpad veľmi citlivý na štruktúru obsadzovaných stavov a v prípade páro párných jadier vidíme zvyčajne iba dominantné prechody medzi dvoma stavmi.



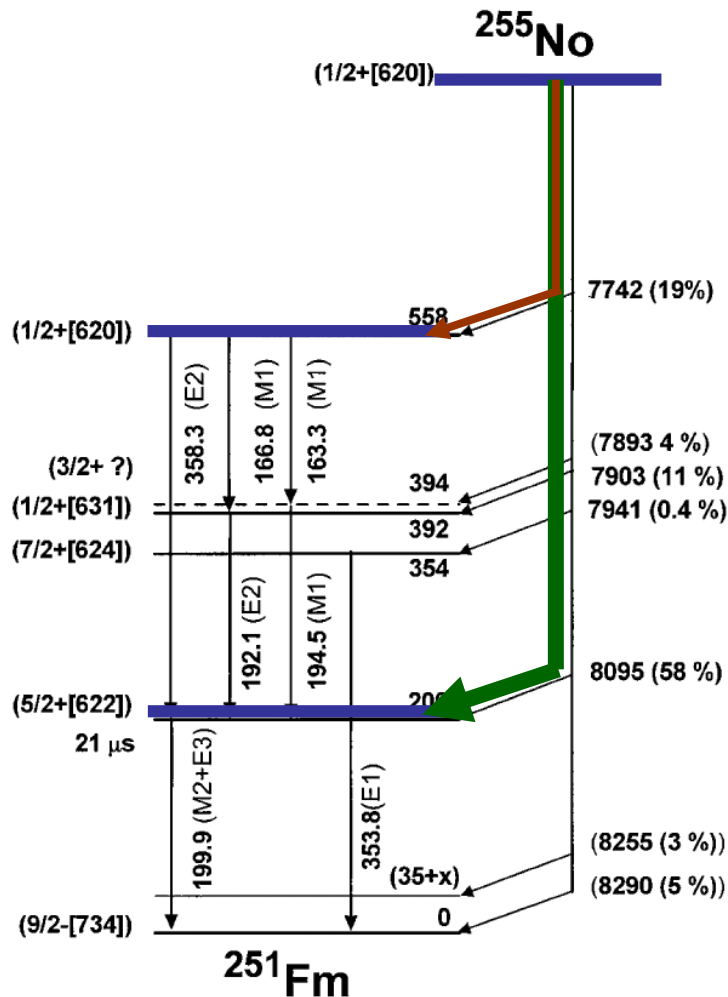


Odstředivý potenciál

$$V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \rightarrow V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$$



Alfa rozpady s rôznou energiou



Pravdepodobnosť obsadenia finálneho stavu je vždy určitým kompromisom medzi minimalizovaním zmeny štruktúry a maximálnou energiou uvoľnenou pri alfa rozpade.

Alfa rozpad je citlivý nástroj na štúdium jadrovej štruktúry, keď z pravdepodobnosti prechodu dokážeme určiť zmenu v konfigurácii materského a dcérskeho jadra.

F.P. Hessberger et al. *Eur. Phys. Journal A* 29, 165 (2006)

Redukovaná šírka rozpadu



- Problém: Intenzita prechodu je závislá od energie (vid'. Geiger-Nutal zákon)
- Riešenie: Využitie redukovanej šírky rozpadu - pravdepodobnosť prechodu očistená o energetickú závislosť. Vyššia redukovaná šírka, zodpovedá rýchlejšiemu rozpadu.

$$\delta_{\alpha}^2 = \frac{\lambda \hbar}{P} \leftarrow P \approx e^{-G} = \exp \left\{ -2 \frac{\sqrt{2m_{\alpha}}}{\hbar} \int_R^b \sqrt{[V(r) - E_{\alpha}]} dr \right\}$$
$$V(r) = -1100 \exp \left\{ -\frac{r - 1.17 A^{1/3}}{0.574} \right\} \text{MeV}$$

J.O.Rasmussen, Phys. Rev. 113 (1959) 1593

- Riešenia sú zvyčajne založené na numerických výpočtoch so zvolenou výškou bariéry.

Hindrance factor



Na určenie vplyvu štruktúrálnej zmeny pri alfa rozpade sa využíva tzv. faktor potlačenia (hindrance factor). Čím je faktor potlačenia vyšší, tým je alfa rozpad pomalší v porovnaní alfa rozpadom bez štruktúrálnej zmeny (t.j. s nulovým odstredivým potenciálom a bez zmeny parity).

- Typicky alfa rozpady bez zmeny štruktúry majú $HF < 4$.
- V prípade zmeny spinu možno očakávať $HF \approx 10 - 100$.
- Ak sa mení aj parita tak môže byť $HF \approx 1000$ (v závislosti od zmeny uhlového momentu hybnosti).

Dodatočné zvýšenie HF je však možné aj napr. v prípade zmeny deformácie jadra (rozpad na stavy s rovnakým spinom a paritou, ale rôznou deformáciou).

Vyhodnotenie faktoru potlačenia



Potlačenie pravdepodobnosti alfa premeny pri štrukturálnych zmenách možno je pomerom skutočnej (experimentálnej) pravdepodobnosti rozpadu a pravdepodobnosti očakávanej pre alfa rozpad medzi dvomi stavmi s rovnakou konfiguráciou.

Možnosť vyjadrenia cez pomer redukovaných širok rozpadu pre páрно-párne jadrá (t.j. rozpad medzi dvomi $0+$ stavmi)

$$HF = \frac{\delta_{\text{even-even}}^2}{\delta_{\text{exp}}^2}$$

Možnosť vyjadrenia pomerom parciálnych polčasov rozpadov pre očakávaný rozpad medzi dvomi $0+$ stavmi s danou energiou a experimentálnym parciálnym polčasom rozpadu.

$$HF = \frac{T_{1/2,\text{exp}}}{T_{1/2,\text{theo}}}$$

Pre očakávaný „teoretický“ parciálny polčas sa využíva semiempirický prístup vychádzajúci z G-N zákona. (vid' napr. *D.N.Poenaru et al. J. Physique 41 (1980) 589*)

Protónová emisia



Proces prebiehajúci v blízkosti protónového driplinu

Objavený až v 1981 na separátore SHIP v GSI Darmstadt

Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 305, 111-123 (1982)

Zeitschrift für Physik A **Atoms and Nuclei**
© Springer-Verlag 1982

Proton Radioactivity of ^{151}Lu

S. Hofmann, W. Reisdorf, G. Münzenberg, F.P. Heßberger, J.R.H. Schneider,
and P. Armbruster

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt,
Federal Republic of Germany

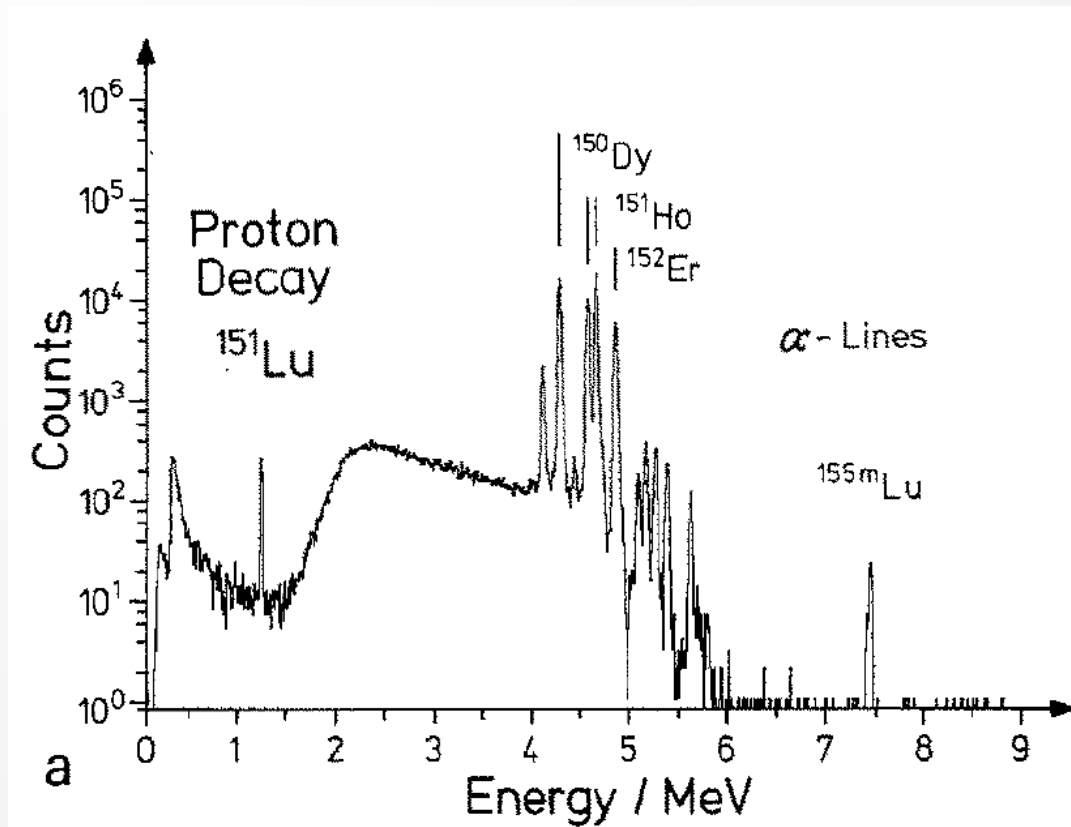
Received December 2, 1981

A (1231 ± 3) keV proton activity has been observed in the fusion reaction $^{58}\text{Ni} + ^{96}\text{Ru} \rightarrow ^{154}\text{Hf}^*$. The production cross section peaks at 50 MeV of excitation energy with a value of about $70 \mu\text{b}$. No coincidences with annihilation radiation or with K X-rays could be observed. The activity is assigned to direct proton decay of the new isotope ^{151}Lu . The measured half life is (85 ± 10) ms.

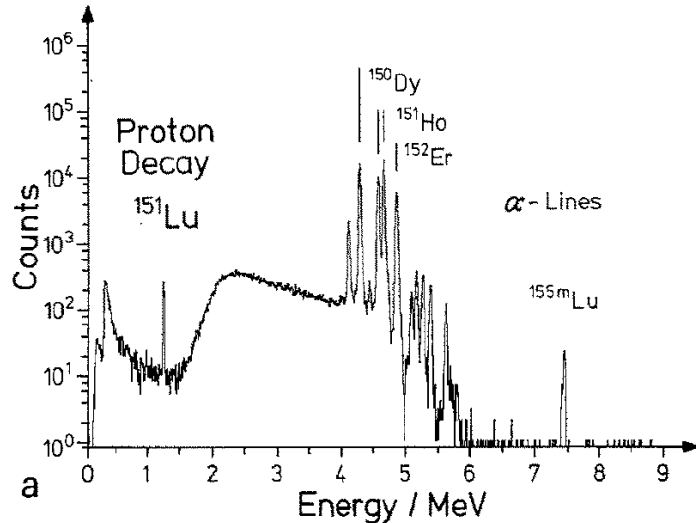
Energie protónovej emisie



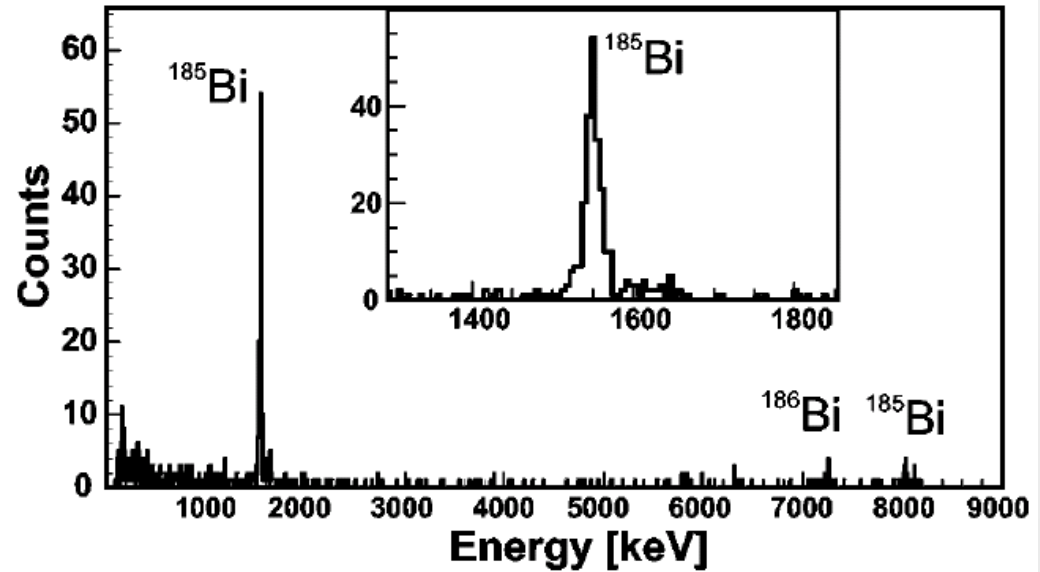
Typická energia emitovaného protónu cca 1 – 2 MeV



Protónová emisia ^{185}Bi

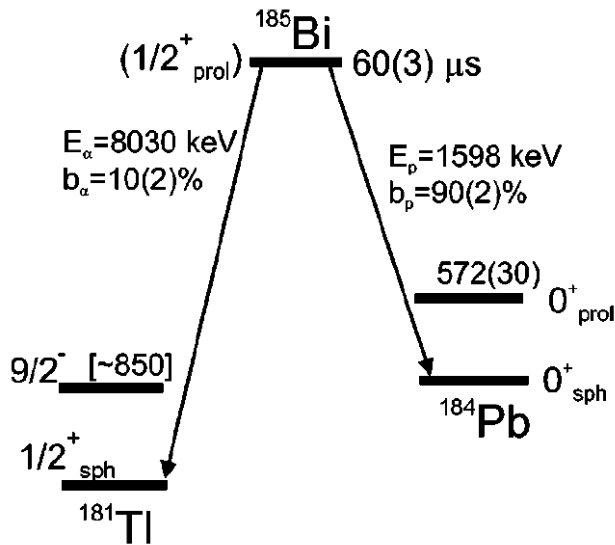


Najťažšie jadro zo známym
módom protónovej emisie

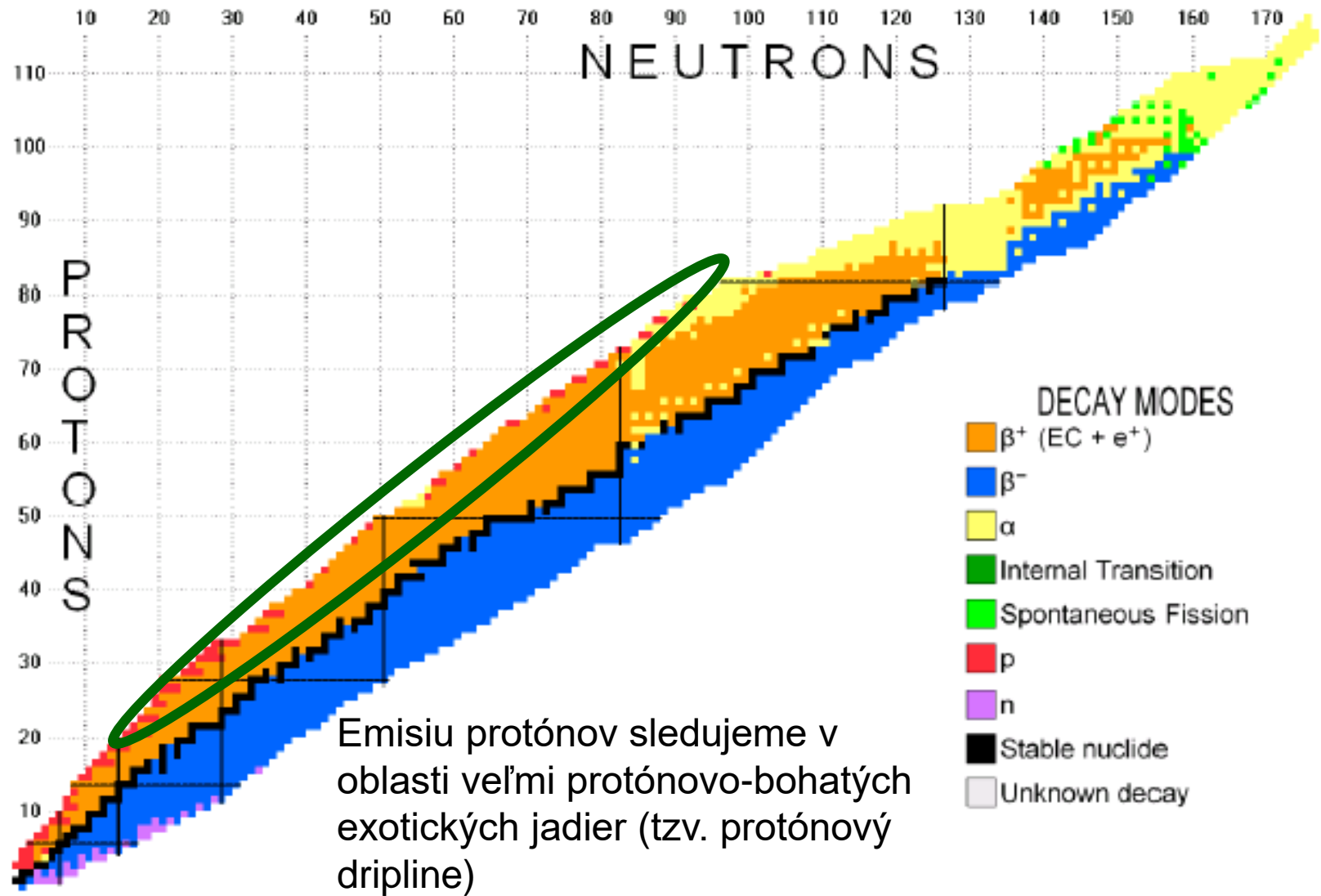


$$E_p = 1598 \text{ keV}$$

$$T_{1/2} = 60(3) \text{ } \mu\text{s}$$



A.N.Andreyev et al. Phys. Rev. C69 (2004) 054308



Dvoj protónová emisia



V roku 2004 publikované výsledky ohľadom emisie dvoch protónov v jadre ^{45}Fe



ELSEVIER

Nuclear Physics A734 (2004) 303–310

NUCLEAR
PHYSICS **A**

www.elsevier.com/locate/npe

Two-proton radioactivity - a curiosity of Nature?

B. Blank^{a, b}, J. Giovinazzo^b, M. Pfützner^c, Y. Blumenfeld^d, T. Zerguerras^d

^aPhysics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA

^bCentre d'études nucléaires de Bordeaux-Gradignan
Le Haut-Vigneau, F-33175 Gradignan, France

^cInstitute of Experimental Physics, Warsaw University
Pl-00-681 Warsaw, Poland

^dInstitut de physique nucléaire, F-91406 Orsay Cedex, France

In the present paper, we describe recent results on two-proton emission studies. In the first part, new results on two proton emission from excited states in ^{17}Ne are presented. In these complete kinematics measurements performed at the SPEG facility of GANIL, the angle between the two protons has been measured evidencing a ^2He emission pattern. In a second part, recent results on the two-proton radioactivity of ^{45}Fe from GANIL and GSI are presented, which show the first evidence of this new radioactivity.



BETA PREMENA

Povolené rozpady



$\Delta I = 0, 1$ a $\Delta \pi = \text{nie}$

V prípade Fermiho rozpadu je povolené len $\Delta I = 0$.

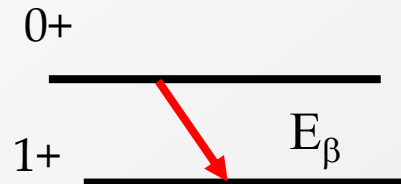
Ak sa $I_i = I_f = 0$ tak sa realizuje iba Fermiho prechod.

Fermi



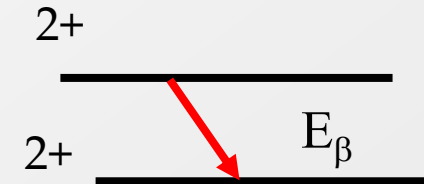
$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 0$$
$$S_\beta = 0 \downarrow \uparrow$$

Gamow-Teller



$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 1$$
$$S_\beta = 1 \uparrow \uparrow \text{ or } \downarrow \downarrow$$

mixed Fermi &
Gamow-Teller

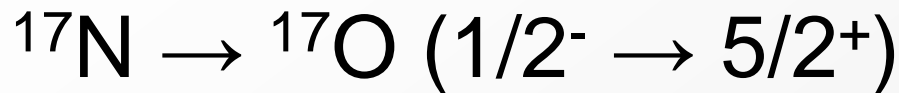


$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 0$$
$$I_i \neq 0$$

Zakázané rozpady



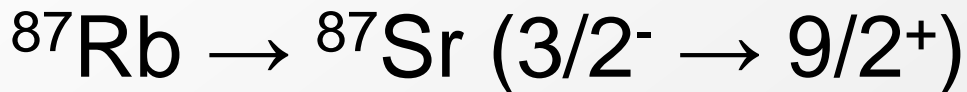
- first-forbidden $\Delta I = 0, 1, 2$ a $\Delta\pi = \text{áno}$



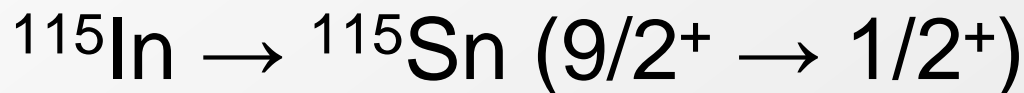
- Second-forbidden $\Delta I = 2, 3$ a $\Delta\pi = \text{nie}$



- Third-forbidden $\Delta I = 3, 4$ a $\Delta\pi = \text{áno}$



- Fourth-forbidden $\Delta I = 4, 5$ a $\Delta\pi = \text{nie}$



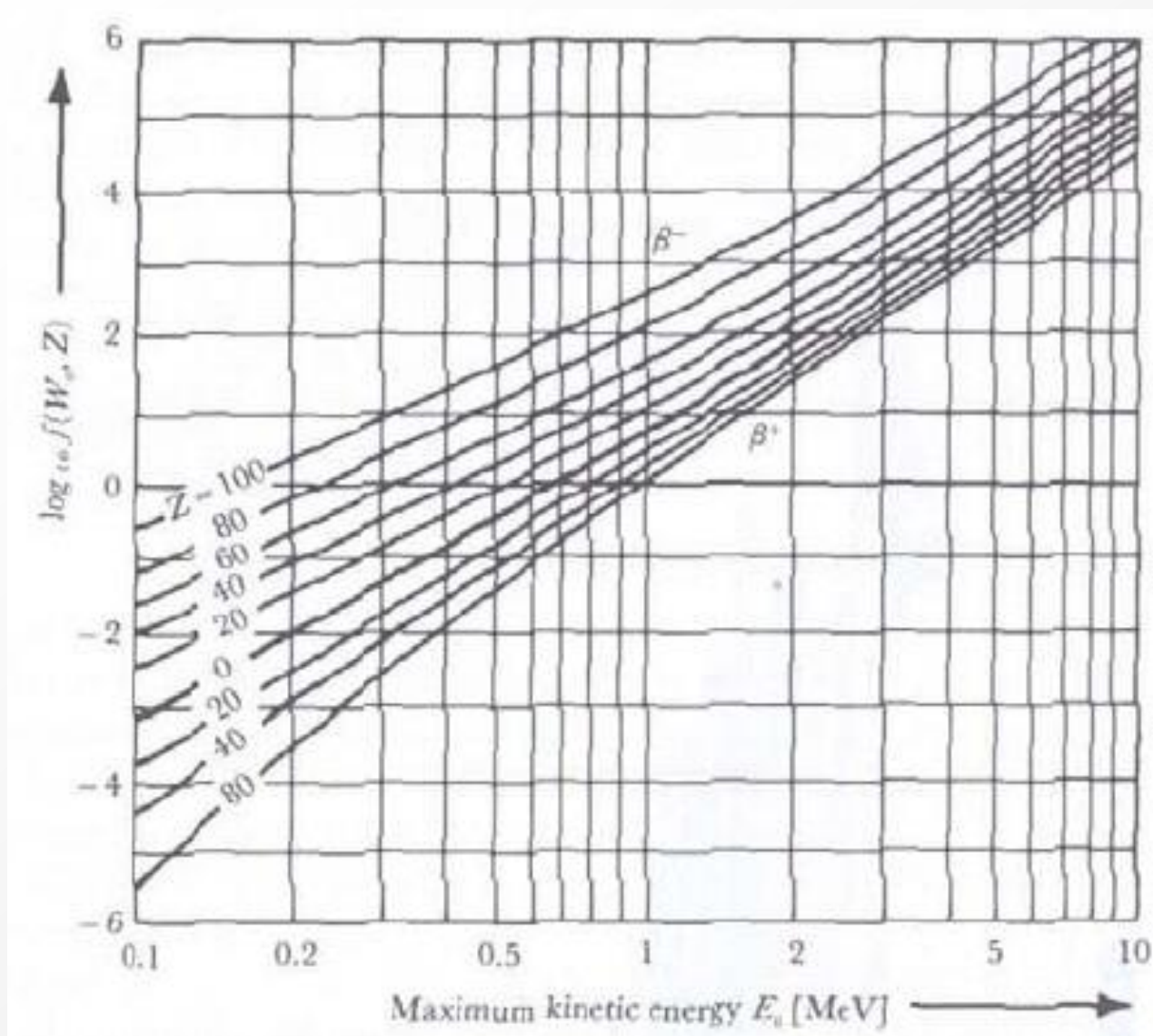
Pravdepodobnosť prechodu



- Pravdepodobnosť vyjadruje hodnota $\log ft$ pričom $\log ft = \log f + \log t$
- $\log t = \log_{10} T_{1/2}$
- $\log f$ – logaritmus fermiho integrálu

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^2 (m_e c^2)} \int_0^{p_{\max}} F(Z', p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp$$

Fermi integral



Odhad log ft hodnot



- ❑ ENSDF analysis program LOGFT – both Windows & Linux distribution
http://www.nndc.bnl.gov/nndcscr/ensdf_pgm/analysis/logft/
- ❑ LOGFT Web interface at NNDC <http://www.nndc.bnl.gov/logft/>

LOGFT

Parent Information

Nucleus	205Hg	Decay Mode	B-	<input checked="" type="checkbox"/>		
E_{level} (keV)	0.0	ΔE_{level}				
$T_{1/2}$	5.14	Units	M	<input checked="" type="checkbox"/>	$\Delta T_{1/2}$	9
Q-value (keV) (ground state to ground state)	1533	ΔQ -value	4			

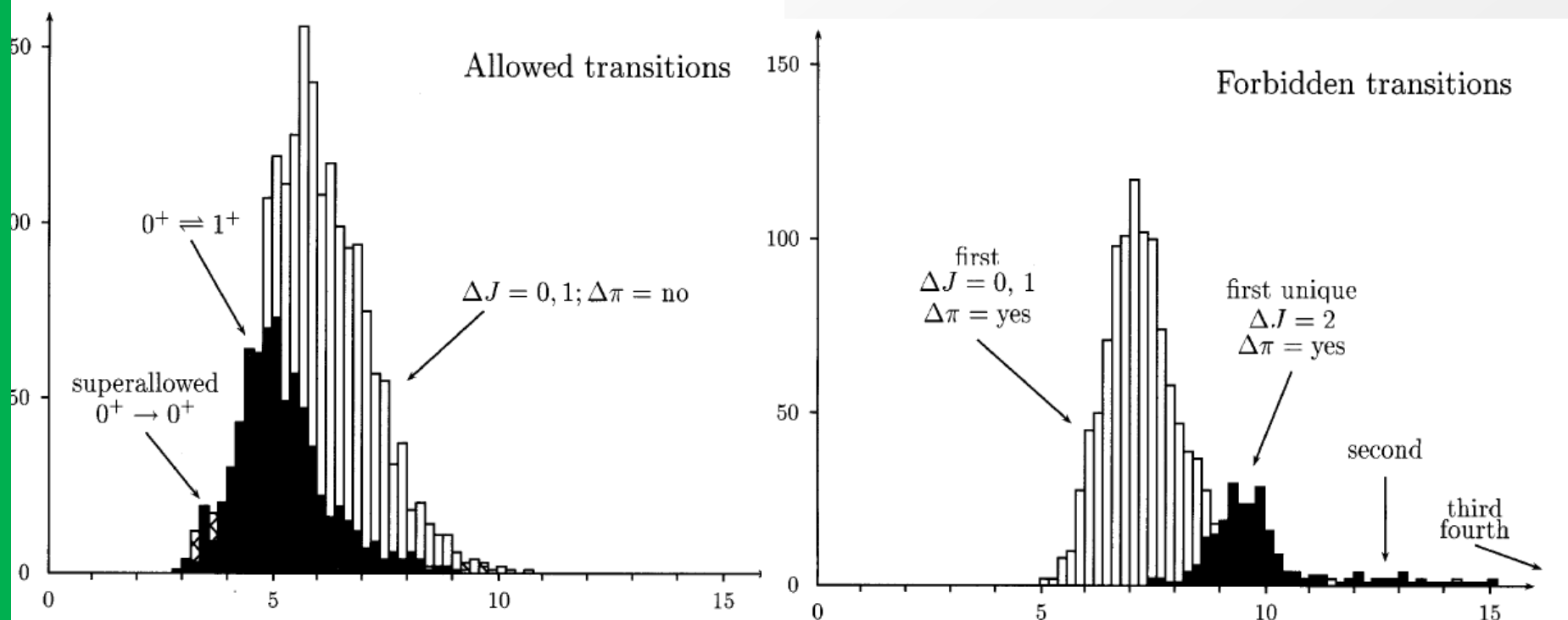
Daughter Information

E_{level} (keV)	0	ΔE_{level}			
Transition Intensity (%)	96.8	ΔTI	15	Uniqueness	None

Uncertainties

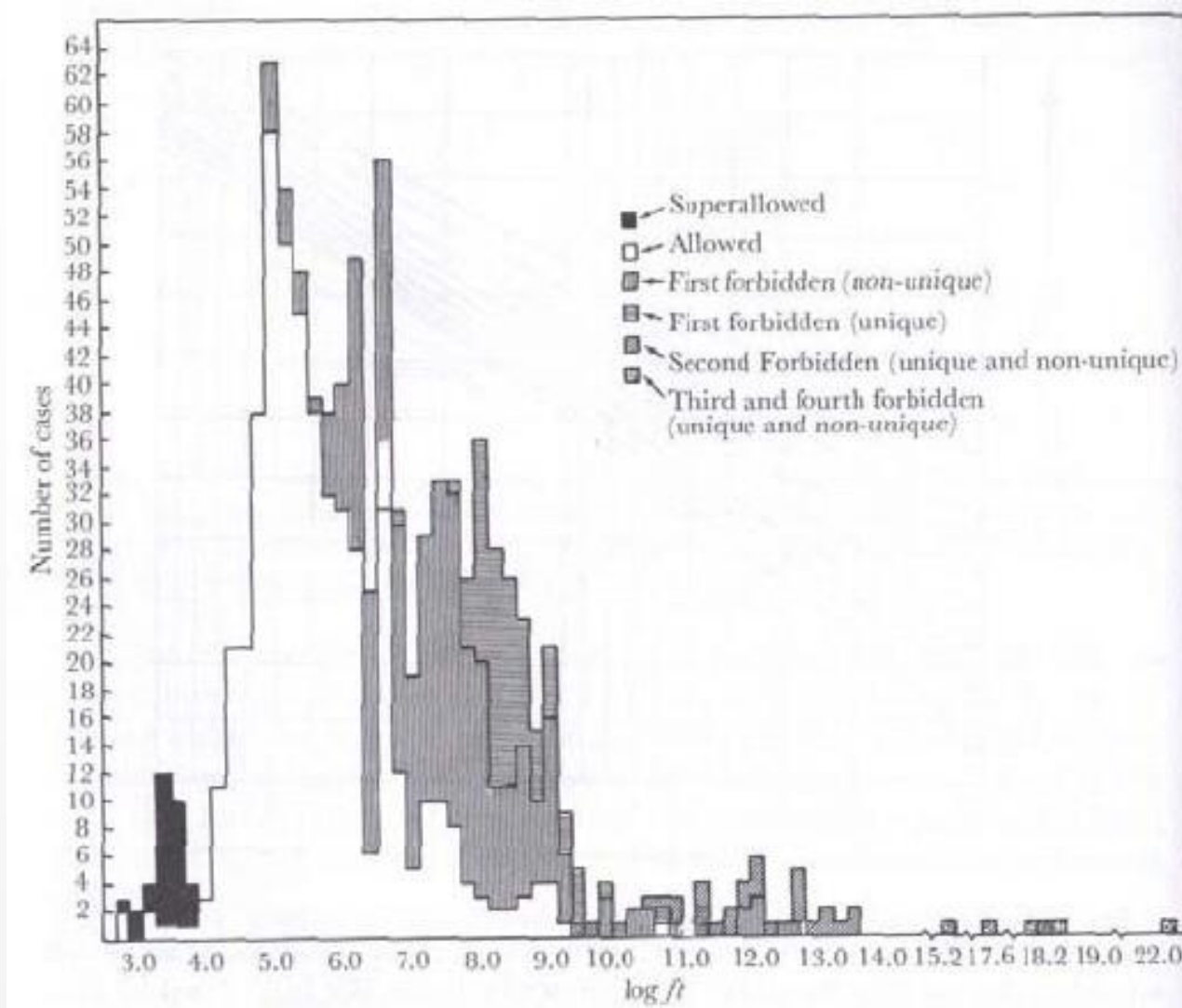
Standard style Nuclear Data Sheets style

Systematika $\log ft$



Nuclear Data Sheets 84, 487 (1998)
Article No. DS980015

Systematika $\log ft$

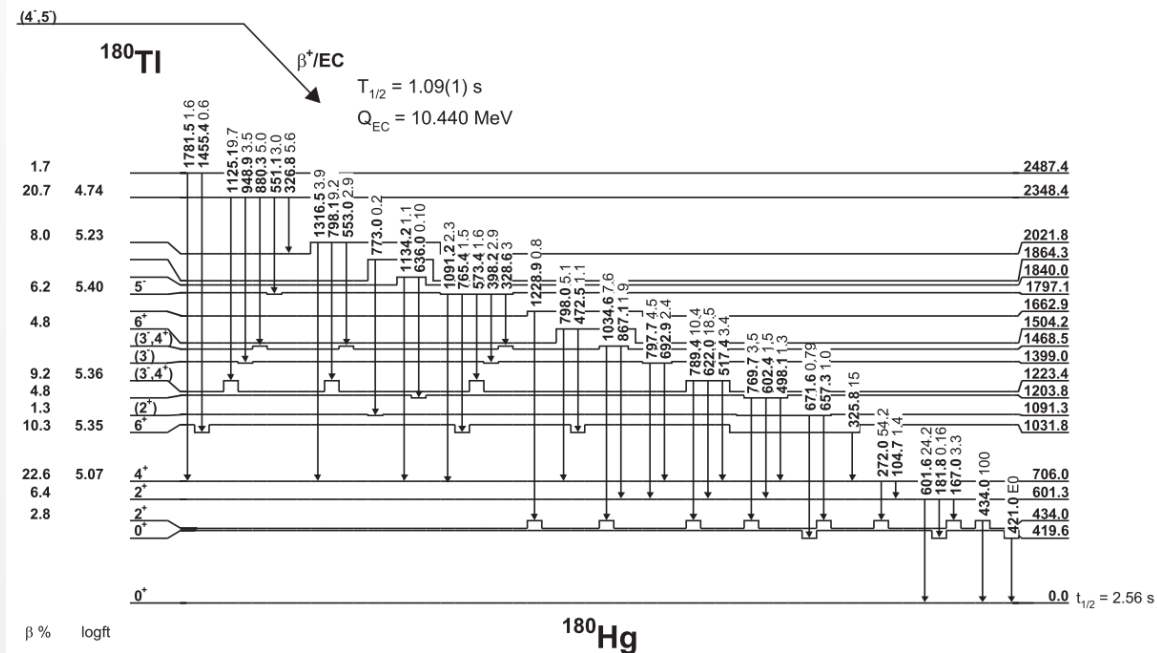
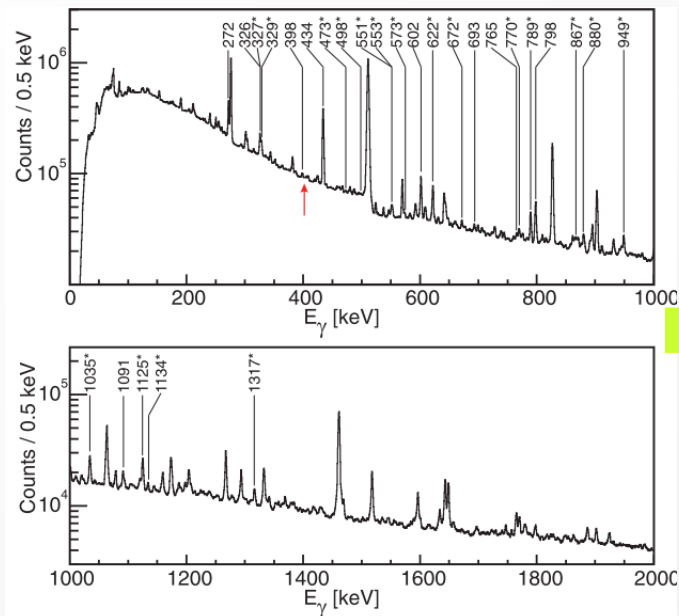


Experimentálne vyhodnotenie pravdepodobnosti



Jednou z klasických možností je využitie gama spektroskopie – identifikácia stavov obsadzovaných beta premenou. Požiadavky – vysoká účinnosť a rozlíšenie gama detektorov.

Pre vysoké Q_β hodnoty komplexná a náročná analýza.



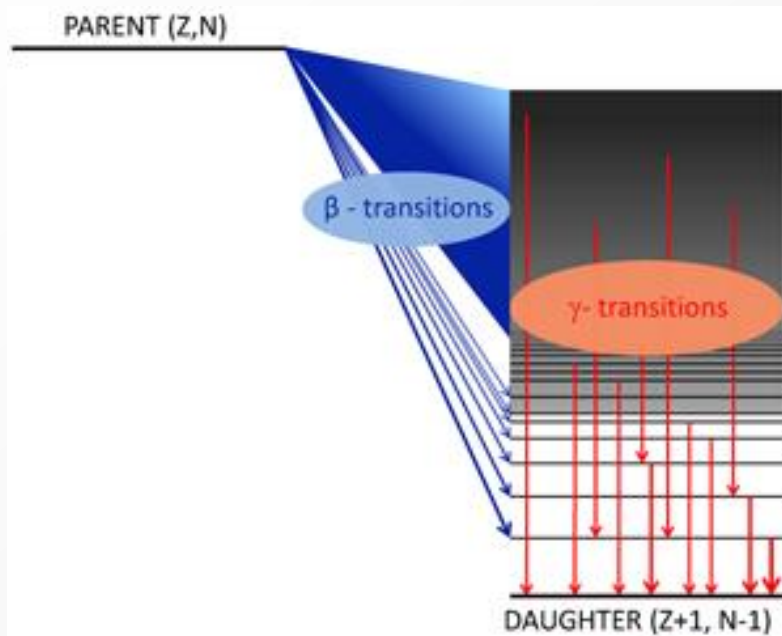
J. Elsevier et al. PRC 84, 034307 (2011)

Pandemonium effect



V prípade vysokých Q_β môže „zmiznúť“ informácia o obsadzovaní vysoko-energetických hladín, ktoré sa môžu de-excitovať vysoko-energetickými gama prechodmi.

Pandemonium centrum pekla podľa epickej básne Paradise lost (John Milton) zo 17 storočia. Miesto, kde pretrváva chaos a úplný zmätok.



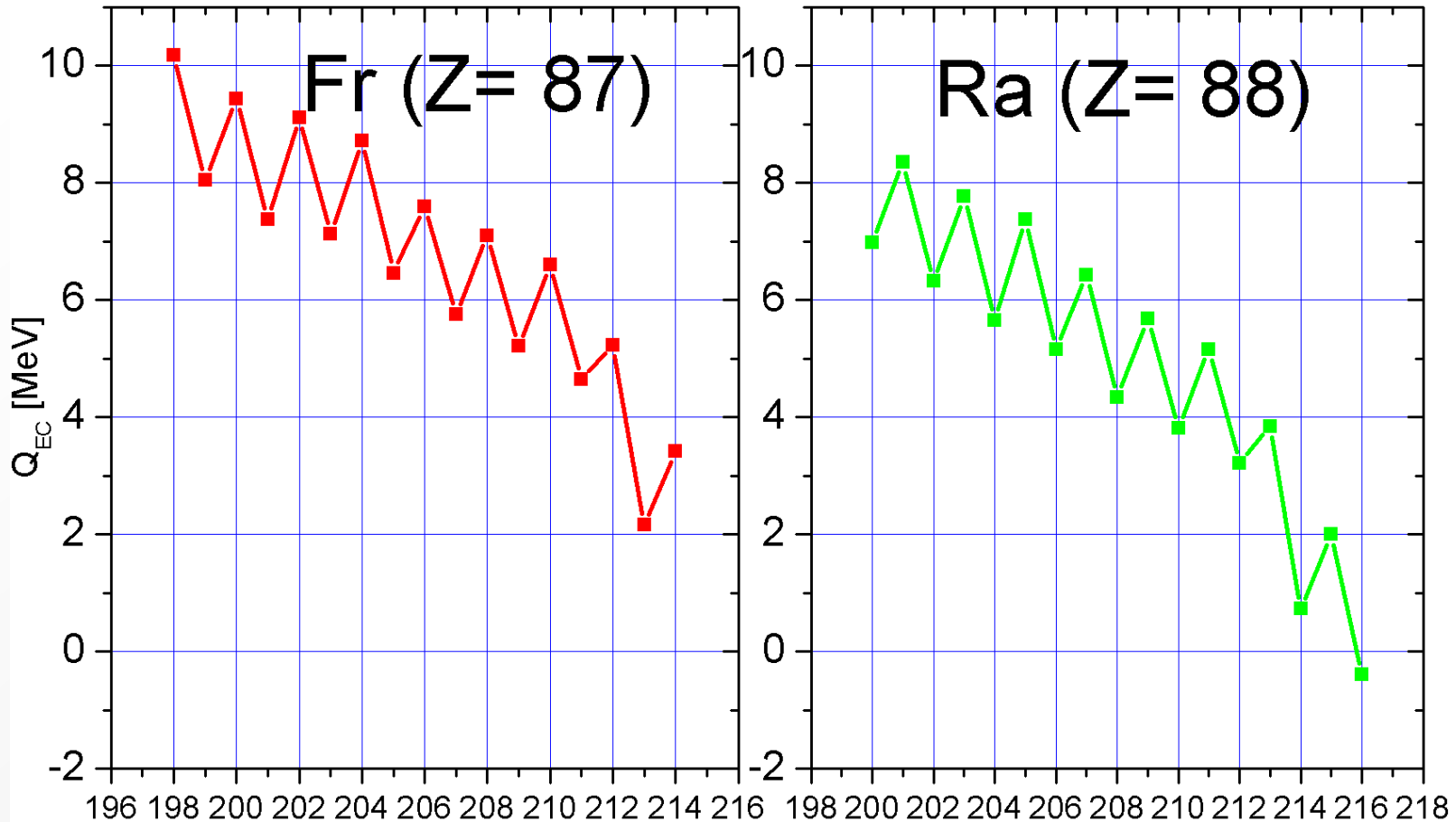
Riešením je TAS spektroskopia (Total Absorption Spectrometry) – obetujúc rozlíšenie detektorov získame vyššiu účinnosť napr. využitím scintilačných detektorov.

Účinnosť efektívne 100%.

K.P. Rykaczewski, Physics 3, 94 (2010)

J. C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. 71B,307 (1977)

Q_{EC} – Párne vs. Nepárne jadrá



P. Moller et al. *At. Data and Nucl. Data table 59* (1995) 185 (FRDM + Yukawa single part. potential for microsc. correction)

Decay oscillations

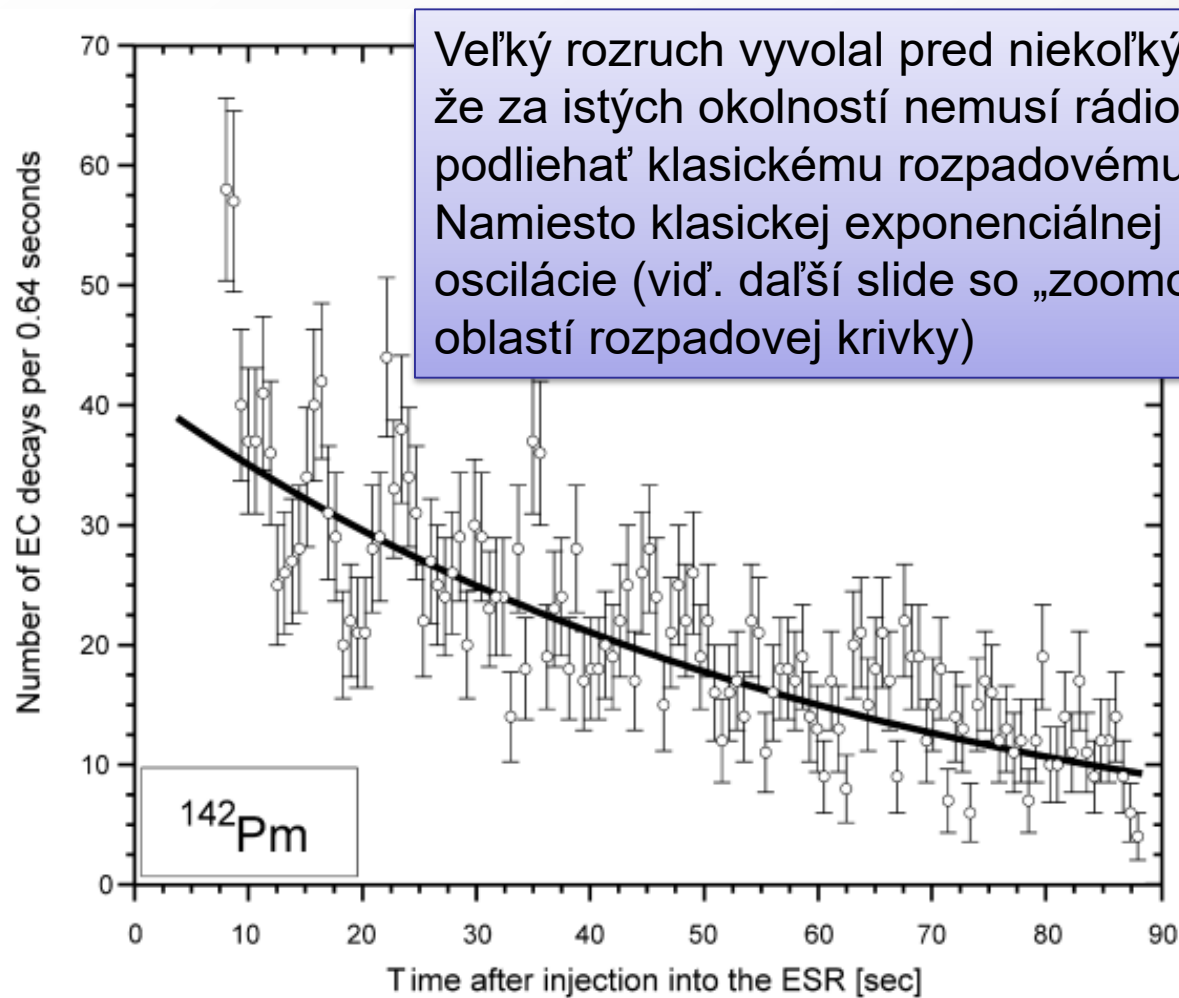


Fig. 4. Number of EC-decays of H-like ^{142}Pm ions per 0.64 seconds as a function of the time after the injection into the ring. The solid line shows the exponential decay fit according to Eq. (1).

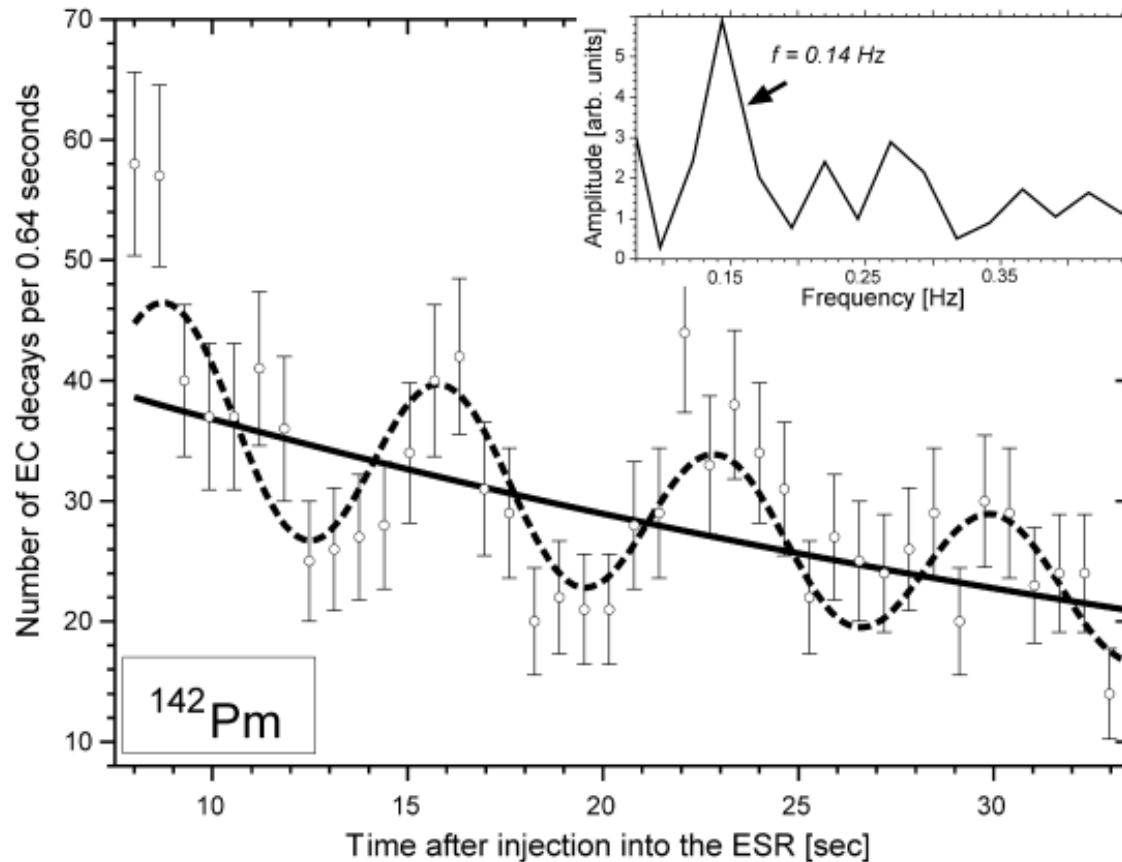


Fig. 5. A zoom to the first 33 s after injection of the ^{142}Pm data presented in Fig. 4. The solid line represents the exponential decay fit according to Eq. (1). The dashed line shows the fit according to Eq. (2). Both fits were done until 33 s after injection and are marked with an asterisk in Table 2. The inset shows the FFT spectrum obtained from these data. A clear FFT peak is observed at about 0.14 Hz (laboratory frame). Its reduced resolution as compared to the corresponding FFT in Fig. 3 is explained by the smaller number of points used.

EC decay oscillations... again opened discussion



Physics Letters B 664 (2008) 162–168

Contents lists available at ScienceDirect

Physics Letters B

www.elsevier.com/locate/physletb



ELSEVIER

Observation of non-exponential orbital electron capture decays of hydrogen-like ^{140}Pr and ^{142}Pm ions

Yu.A. Litvinov^{a,b,*}, F. Bosch^a, N. Winckler^{a,b}, D. Boutin^b, H.G. Essel^a, T. Faestermann^c, H. Geissel^{a,b}, S. Hess^a, P. Kienle^{c,d}, R. Knöbel^{a,b}, C. Kozhuharov^a, J. Kurcewicz^a, L. Maier^c, K. Beckert^a, P. Beller^e, C. Brandau^a, L. Chen^b, C. Dimopoulou^a, B. Fabian^b, A. Fragner^d, E. Haettner^b, M. Hausmann^e, S.A. Litvinov^{a,b}, M. Mazzocco^{a,f}, F. Montes^e, A. Musumarra^{g,h}, C. Nociforo^a, F. Nolden^a, W. Plaß^b, A. Prochazka^a, R. Reda^d, R. Reuschl^a, C. Scheidenberger^{a,b}, M. Steck^a, T. Stöhlker^{a,i}, S. Torilov^j, M. Trassinelli^a, B. Sun^{a,k}, H. Weick^a, M. Winkler^a

^a Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, 64291 Darmstadt, Germany

^b Justus-Liebig Universität, 35392 Giessen, Germany

^c Technische Universität München, 85748 Garching, Germany

^d Stefan Meyer Institut für subatomare Physik, 1090 Vienna, Austria

^e Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA

^f Dipartimento di Fisica, INFN, I35131 Padova, Italy

^g INFN-Laboratori Nazionali del Sud, 195123 Catania, Italy

^h Università di Catania, 195123 Catania, Italy

ⁱ Ruprecht-Karls Universität Heidelberg, 69120 Heidelberg, Germany

^j St. Petersburg State University, 198504 St. Petersburg, Russia

^k Peking University, Beijing 100871, China

ARTICLE INFO

Article history:

Received 17 January 2008

Received in revised form 26 February 2008

Accepted 11 April 2008

Available online 8 May 2008

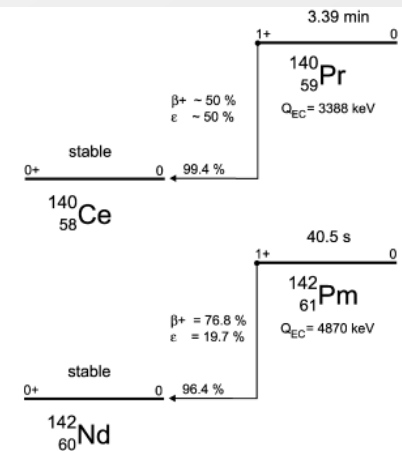
Editor: V. Metag

ABSTRACT

We report on time-modulated two-body weak decays observed in the orbital electron capture of hydrogen-like $^{140}\text{Pr}^{59+}$ and $^{142}\text{Pm}^{60+}$ ions coasting in an ion storage ring. Using non-destructive single ion, time-resolved Schottky mass spectrometry we found that the expected exponential decay is modulated in time with a modulation period of about 7 seconds for both systems. Tentatively this observation is attributed to the coherent superposition of finite mass eigenstates of the electron neutrinos from the weak decay into a two-body final state.

Tieto oscilácie boli identifikované pre tzv. „H-like“ jadrá $^{140}\text{Pr}^{58+}$, $^{142}\text{Pm}^{60+}$, $^{122}\text{I}^{52+}$

H-like nuclei – only one electron in the shell



© 2008 Published by Elsevier B.V. Fig. 1. Decay schemes of neutral ^{140}Pr (upper panel) and ^{142}Pm (lower panel) atoms [14].